

Г. Д. РОДИОНОВ, Э. Г. САПРЫКИН

(Новосибирск)

ИЗМЕНЕНИЕ ФОРМЫ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА, ОБУСЛОВЛЕННОЕ ПОПЕРЕЧНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Введение. В спектроскопии в настоящее время широко применяется метод магнитооптического резонанса (магнитного сканирования, зееман-спектроскопии), в котором регистрируется зависимость коэффициента линейного или нелинейного поглощения от величины внешнего магнитного поля. Данный метод позволяет измерять различные спектроскопические характеристики квантовых состояний атомов и молекул: изотопические сдвиги, g -факторы и времена жизни уровней, константы релаксации выстраивания, ориентации и т. д. В частности, с применением этого метода становится возможным изучение анизотропной релаксации в газах [1]. Явления, связанные с анизотропными столкновениями (АС) в неоне, недавно были зарегистрированы экспериментально [2—4]. К резонансной особенности в поглощении приводит также скрытое выстраивание состояний, обусловленное пленением излучения в светящихся объемах [5]. Так, например, в [6] при исследовании линейного поглощения в продольном магнитном поле на длине волны 633 нм в неоне обнаружен аномальный «пичок», связанный со скрытым выстраиванием на резонансных уровнях.

Таким образом, магнитооптические резонансы, возникающие в зависимости поглощения света от величины магнитного поля в газоразрядных поглощающих ячейках, несут информацию о разнообразных процессах анизотропии релаксации и возбуждения атомов и молекул. Их отличительная особенность — малость относительного изменения коэффициента поглощения (рассеяния) $\Delta P/P$. Так, например, измеренное значение $\Delta P/P$, обусловленное АС [4], составило величину $\approx 4 \cdot 10^{-4}$. Тот же порядок имеет $\Delta P/P$, определенная в [6], а также величины эффектов, исследованных в работах [7—9] и связанных с самовыстраиванием атомов при перепоглощении спонтанного излучения.

Другая не менее важная особенность подобных магнитооптических резонансов заключается в том, что их ширины в шкале магнитных полей сравнимы с величиной напряженности существующих лабораторных полей, достигающей вблизи металлического стенда 5—10 Э. Лабораторное магнитное поле всегда можно разложить на составляющие, одна из которых совпадает с направлением приложенного магнитного поля и приводит лишь к сдвигу начала отсчета шкалы. Поперечная же составляющая может исказить форму наблюдаемого сигнала. В связи с этим возникает вопрос о том, какое влияние на точность измерений будет оказывать ее присутствие. Отметим, что аналогичный вопрос имеет место и в других методах спектроскопии. Так, в [10] теоретически, а в [11] и экспериментально изучено влияние лабораторного магнитного поля на форму сигнала Ханле. В [11] обнаружены так называемые «ложные» сигналы выстраивания, которые возникают даже тогда, когда обычные интерференционные сигналы отсутствуют.

Иногда необходимость в создании поперечной составляющей магнитного поля вызывается самой методикой постановки эксперимента. Так, например, в [1] для выделения части работы поля, связанной с АС, магнитное поле предлагается направить под некоторым углом к волновому вектору зондирующего излучения. В газоразрядных поглощающих ячейках цилиндрической формы наиболее удобны постановки опытов, когда пробный луч направлен вдоль оси разряда. Поскольку в разрядных ячейках всегда имеет место выстраивание возбужденных состояний

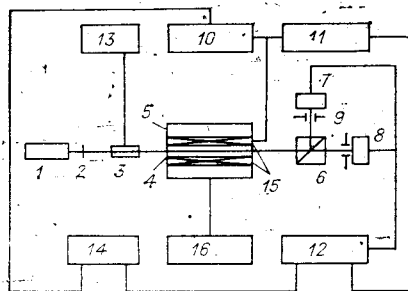


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — лазер ЛГ-77; 2 — линза; 3, 13 — модулятор МЛ-3 и источник питания; 4 — ячейка; 5 — электромагнит; 6 — поляризационная призма; 7, 8 — фотоприемники; 9 — диафрагмы; 10, 11 — генераторы; 12 — селективный усилитель с синхронным детектором; 14 — двухкоординатный самописец; 15 — соленоид; 16 — стабилизированный источник тока

атомов из-за перепоглощения света, то в результирующем сигнале, наряду с вкладом от АС, будет присутствовать составляющая, обусловленная разрушением одноосного выстраивания (с осью вдоль направления разряда) под действием поперечной составляющей внешнего магнитного поля.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального и теоретического исследования влияния поперечной составляющей магнитного поля на форму магнитооптического резонанса в продольном магнитном поле при поглощении света с длиной волны 633 нм в неоновой разрядной ячейке.

Схема эксперимента и результаты. Блок-схема установки изображена на рис. 1. Подробное ее описание дано в [12]. Продольное магнитное поле H создавалось соленоидом 15, намотанным непосредственно на стенку рубашки водяного охлаждения ячейки. В отличие от [12] в данных экспериментах модулировалось и перестраивалось (с помощью генераторов 10, 11) поле H , направленное вдоль оси разряда. Поперечное поле H_0 , требуемой напряженности создавалось электромагнитом 5, питаемым от источника стабилизированного тока 16. В отсутствие тока (в обмотке электромагнита) имелось постоянное поперечное магнитное поле напряженностью 5—7 Э, обусловленное в основном намагниченностью стенда. В этих условиях обнаружена сильная поляризационная зависимость $\Delta P(H)$, заключающаяся в изменении знака наблюдаемого резонанса при смене направления линейной поляризации ($E \parallel H_0$) на ортогональную ($E \perp H_0$).

Ранее авторами [6] было показано, что в отсутствие поперечного магнитного поля $\Delta P(H)$ имеет вид «пичка» на зеемановском контуре линии поглощения. Его амплитуда и ширина в пределах погрешности измерений не зависели от поляризации облучающего света. Не изменялась и ширина резонанса.

Типичная форма резонанса при $E \perp H_0$ дана на рис. 2, а. Согласно модуляционной методике проведения эксперимента регистрировался сигнал, пропорциональный производной от коэффициента поглощения по магнитному полю. Прямая, проходящая через начало координат под углом к оси абсцисс, соответствует производной от обычного зеемановского контура линии поглощения. Нетрудно заметить, что на фоне последней резонанс проявляется в виде провала (тангенсы углов наклонов графиков вблизи $H = 0$ имеют разные знаки). Расстояние между максимумами ΔH_{\perp} , полученное в этом эксперименте, составило $5,2 \pm 0,4$ Э

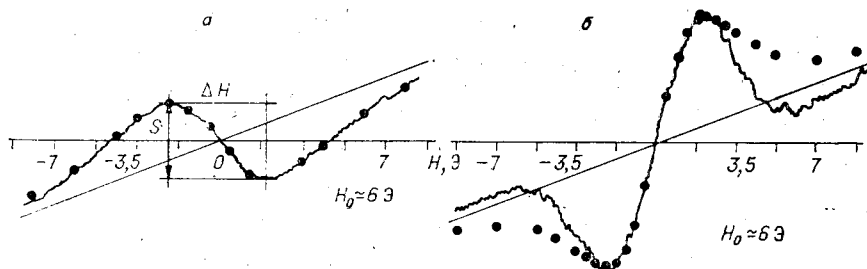


Рис. 2. Форма магнитооптического резонанса при линейной поляризации $E \perp H_0$ (а) и $E \parallel H_0$ (б)

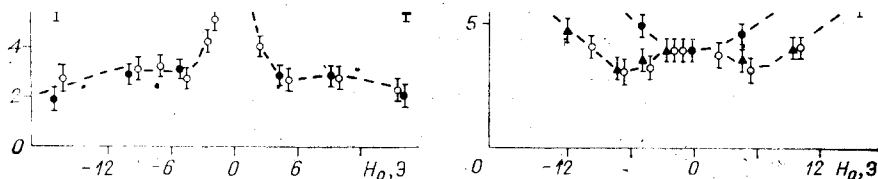


Рис. 3. Зависимость амплитуды S и ширины ΔH резонансов от величины поперечной составляющей магнитного поля H_0 : точки — линейная поляризация $E \perp H_0$, треугольники — поляризация $E \parallel H_0$, кружки — круговая поляризация.

(давление неона 123 Па). Отметим, что форма резонанса хорошо описывается лорентцевой функцией. Точки на рис. 2, а — расчет производной от лорентцевой функции с параметрами, определенными из эксперимента. При линейной поляризации $E \parallel H_0$ форма сигнала соответствует «пичку» в поглощении. Параметры сигнала (амплитуда S_{\parallel} и ширина ΔH_{\parallel}) отличаются от таковых в предыдущем случае: $\Delta H_{\parallel} \approx (3,9 \pm 0,2)$ Э, $S_{\parallel} \approx 2S_{\perp}$. При этом форма наблюдаемого резонанса явно не лорентцева (рис. 2, б), так как отсутствуют характерные для этого случая «крылья». В круговой поляризации наблюдается также «пичок» нелорентцевой формы, еще более узкий ($\Delta H_0 \approx 3,4$ Э) и с меньшей амплитудой $S_0 \approx 0,8S_{\perp}$.

Для проверки отсутствия нелинейных эффектов в данном эксперименте измерялась зависимость амплитуды провала от мощности излучения зондирующего лазера. Изменение последней на два порядка в пределах погрешности измерений ($\approx 5\%$) линейным образом коррелировало с изменением амплитуды провала.

На рис. 3, а, б приведены результаты измерений параметров S и ΔH резонансов в зависимости от величины поперечного магнитного поля. Характерная особенность зарегистрированных зависимостей заключается в том, что параметры S и ΔH с уменьшением H_0 стремятся к одним и тем же значениям независимо от поляризации, а также имеют одинаковый знак («пичок» в поглощении), что и было отмечено ранее авторами работы [6].

Таким образом, эксперимент показал, что наличие магнитного поля напряженностью 5–7 Э, направленного перпендикулярно оси разряда, приводит к появлению дополнительных резонансов. Поскольку последние имеют амплитуду и ширину того же порядка, что и «пичок» аномального поглощения [6], то их присутствие может сильно влиять на точность измерений его параметров.

В работе исследовалось также влияние продольного магнитного поля H на резонанс, соответствующий изменению поглощения при сканировании поперечного H_0 . При линейной поляризации $E \perp H_0$ ($H = 0$) наблюдался «пичок». Увеличение H приводило к его уширению и к уменьшению сигнала производной. При ортогональной линейной поляризации $E \parallel H_0$ также наблюдался «пичок», но более широкий $\approx 1,2\Delta H_{\perp}$ и с вдвое меньшей амплитудой. Увеличение H вызывало уширение резонанса и в отличие от предыдущего

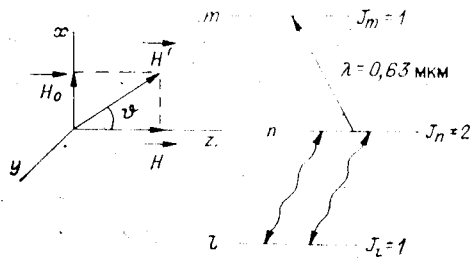


Рис. 4. Схема переходов в неоне ($m = 3s_2$, $n = 2p_4$, $l = 1s_2, 1s_4$)

го случая увеличивало сигнал производной (при изменении H в пределах 3 Э).

Теоретическое рассмотрение. Рассчитаем зависимость коэффициента линейного поглощения от магнитного поля для перехода $3s_2 - 2p_4$ в неоне. При этом учтем наличие постоянной поперечной составляющей внешнего магнитного поля, а также выстраивание состояния, с которого осуществляется поглощение. Последнее обусловлено вытянутой геометрией разрядной ячейки. Будем считать, что интенсивность спонтанного излучения, направленного вдоль оси разряда, намного превосходит такую в перпендикулярном направлении, т. е. выстраивание уровня n (рис. 4) одноосно. Для вычисления коэффициента поглощения P воспользуемся результатами работы [13]. При вычислении элементов матрицы плотности состояния n удобно перейти в новую систему координат с осью z' , направленной под углом θ к оси $z \parallel H$ (см. рис. 4). Окончательный результат можно представить в следующем виде:

$$P_\lambda(H) = P_0 + \Delta P_\lambda(H); \quad (1)$$

$$\Delta P_\lambda(H) = A f_\lambda(\delta, \delta_0); \quad (2)$$

$$\delta = \mu g H / h \gamma_2; \quad \delta_0 = \mu g H_0 / h \gamma_2, \quad (3)$$

где P_0 — не зависящая от магнитного поля часть коэффициента поглощения; индекс λ отражает зависимость поглощения от поляризации света ($\lambda = \perp, \parallel, \circ$ для $E \perp H_0$, $E \parallel H_0$ и круговой поляризации); γ_2 — константа релаксации выстраивания уровня $2p_4$, равная в наших условиях примерно 12 МГц . Приведем явный вид выражений $f_\lambda(\delta, \delta_0)$ для трех различных состояний поляризации:

$$f_\perp(\delta, \delta_0) = \frac{-4\delta_0^2}{1 + 4\delta_0^2 + 4\delta^2}; \quad (4)$$

$$f_\parallel(\delta, \delta_0) = \frac{3\delta^2}{1 + \delta_0^2 + \delta^2} f_\perp(\delta, \delta_0); \quad (5)$$

$$f_\circ(\delta, \delta_0) = \frac{1}{2} \frac{1 + \delta_0^2 + 4\delta^2}{1 + \delta_0^2 + \delta^2} f_\perp(\delta, \delta_0). \quad (6)$$

Обратим внимание на то, что $f_\circ = (f_\perp + f_\parallel)/2$, как и должно быть в линейном случае. Из (4)–(6) видно, что $\Delta P_\lambda(H) \propto \delta_0^2$, т. е. все эффекты обусловлены поперечной составляющей магнитного поля. Графики зависимости $f_\lambda(\delta, \delta_0)$ от H представлены на рис. 5, а ($H_0 = 7 \text{ Э}$). В соответствии с (4) при $E \perp H_0$ имеем провал лорентцевой формы (кривая 3) с полушириной $\sqrt{1 + 4\delta_0^2}$ и амплитудой, нелинейным образом зависящими от H_0 (рис. 6). На этом рисунке верхняя кривая отображает зависимость полуширины провала, а нижняя кривая — амплитуды от H_0 . Видно, что большая величина лабораторного поля ($H_0 \geq 6 \text{ Э}$) приводит к образованию провала лорентцевой формы с полушириной $\approx 2\delta_0$ и амплитудой $f_\perp \sim 1$. В поле $H_0 \approx 0,5 \text{ Э}$ (поле Земли) $\delta_0^2 \ll 1$ и полуширина резонанса $\approx \gamma_2$, а амплитуда $f_\perp \ll 1$. При ортогональной линейной

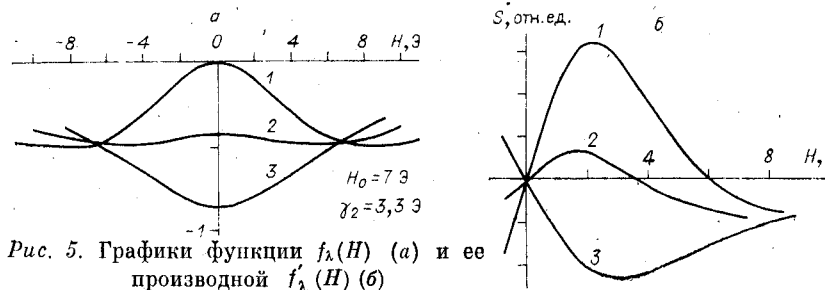
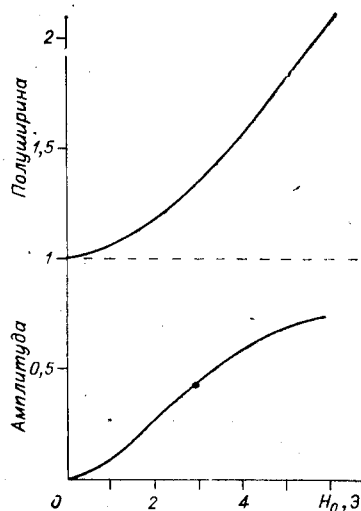


Рис. 5. Графики функции $f_\lambda(H)$ (а) и ее производной $f'_\lambda(H)$ (б)

Рис. 6. Зависимость полуширины (верхняя кривая) и амплитуды (нижняя кривая) резонанса, соответствующего $E \perp H_0$, от величины поперечного поля H_0



поляризации $E \parallel H_0$ основной вклад в сигнал производной вносит центральная часть резонанса (кривая 1), имеющая вид «пичка» с примерно вдвое меньшими шириной и амплитудой. В круговой поляризации должен наблюдаться еще более узкий «пичок» с еще меньшей амплитудой (кривая 2). Поскольку на эксперименте регистрируется производная коэффициента поглощения по магнитному полю, то с результатами измерений более удобно сравнивать производные от функций $f_\lambda(\delta, \delta_0)$. Соответствующие графики приведены на рис. 5, б.

Видно, что зависимость $f'_\lambda(\delta, \delta_0)$ качественно верно отражает все основные результаты измерений

$$\Delta H_\perp > \Delta H_\parallel > \Delta H_0; S_\parallel > S_\perp > S_0. \quad (7)$$

Заключение. Экспериментальное изучение влияния поперечной составляющей магнитного поля на форму магнитооптического резонанса в продольном показало, что при напряженности поперечного магнитного поля 5—10 Э, характеризующей уровень возможной намагниченности стенда, наблюдаются «аппаратурные» эффекты (дополнительные резонансы). Последние могут сильно влиять на точность измерений параметров исследуемого резонанса вплоть до полного его подавления. Их амплитуда и форма существенным образом зависят от поляризации пробного поля. Причина образования дополнительных резонансов — разрушение одноосного выстраивания в ячейке поперечной составляющей магнитного поля. Обнаруженные «аппаратурные» эффекты должны учитываться при выделении по методике [1] резонансов, обусловленных АС в разрядных ячейках, поскольку в последних всегда существует выстраивание вследствие пленения излучения.

Теоретический расчет зависимости коэффициента поглощения от магнитного поля, выполненный с учетом существования в ячейке одноосного выстраивания, привел к результатам, качественно верно передающим все основные черты наблюдаемых на эксперименте эффектов. Количественное сравнение (различие в пределах 20%) также можно считать удовлетворительным, учитывая максимальную упрощенность модели. Проведенный анализ показал, что наименее чувствительной к наличию поперечной составляющей внешнего магнитного поля является круговая поляризация пробной волны. Этот факт был нами использован при исследовании аномального пика поглощения в продольном магнитном поле.

В заключение авторы благодарят С. Г. Раутиана за поддержку работы и критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Николаев Г. Н., Раутиан С. Г. «Эффект ветра» в одно- и двухфотонных магнитооптических процессах, ч. 1. — Новосибирск, 1985. — (Препринт/АН СССР, Сиб. отделение, ИАиЭ; 251).
2. Manabe T., Yabuzaki T., Ogawa T. Observation of collisional transfer from alignment to orientation of atoms excited by single-mode laser. — Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, N 10, p. 637.
3. Лукомский Н. Г., Полищук В. А., Чайка М. П. «Скрытая» анизотропия столкновений в низкотемпературной плазме. — Опт. и спектр., 1985, т. 58, вып. 2.

4. Николаев Г. Н., Раутиан С. Г., Родионов Г. Д., Сапрыкин Э. Г. Экспериментальное обнаружение влияния анизотропных столкновений на поглощение света в неоне.— Новосибирск, 1985.— (Препринт/АН СССР, Сиб. отд-ние, ИАиЭ; 283).
5. Чайка М. П. Поглощение света парами со скрытым выстраиванием.— *Опт. и спектр.*, 1974, т. 31, вып. 5.
6. Им Тхек-де, Сапрыкин Э. Г., Шалагин А. М. Некоторые аномалии поглощения световой волны средой, помещенной в магнитное поле.— *Опт. и спектр.*, 1973, т. 35, вып. 2.
7. Кадлас Х., Чайка М. Выстраивание возбужденных состояний неона в разряде постоянного тока.— *Опт. и спектр.*, 1969, т. 27, вып. 4.
8. Павлов А. В., Полищук В. А., Чайка М. П. Аномалии фарадеевского вращения в разряде в Ne в слабых магнитных полях.— *Опт. и спектр.*, 1979, т. 47, вып. 1.
9. Павлов А. В., Полищук В. А., Чайка М. П. Дихроизм в разряде постоянного тока в Ne.— *Опт. и спектр.*, 1980, т. 49, вып. 5.
10. Чайка М. П. Интерференция вырожденных атомных состояний.— Л.: ЛГУ, 1975.
11. Чайка М. П., Котликов Е. Н., Тодоров Г. Ц., Атаджанов М. Р. Ложные сигналы выстраивания в магнитных полях.— *Опт. и спектр.*, 1981, т. 51, вып. 1.
12. Родионов Г. Д., Сапрыкин Э. Г. Метод формирования разностного резонанса с помощью поляризационной призмы.— *Автометрия*, 1985, № 6.
13. Дьяконов М. И. К теории резонансного рассеяния света на газе при наличии магнитного поля.— *ЖЭТФ*, 1964, т. 47, вып. 6.

Поступила в редакцию 8 июля 1985 г.

УДК 519.224

Я. А. БЕДРОВ

(Ленинград)

ИДЕНТИФИКАЦИЯ МОДЕЛИ ОТВЕТОВ ИСПЫТУЕМОГО ПРИ РЕШЕНИИ ЗАДАЧИ РАСПОЗНАВАНИЯ ОБРАЗОВ

Введение. Распространенным методом в практике психофизиологических исследований сенсорных систем человека является получение гистограмм ответов испытуемого при решении задачи распознавания некоторого набора стимулов. Один из вариантов этого метода будет следующий [1]. До начала эксперимента испытуемого знакомят с набором стимулов и сообщают названия каждого из них. В ходе эксперимента эти стимулы предъявляются ему в случайном порядке в условиях, затрудняющих их безошибочное распознавание (кратковременная экспозиция, зашумление). После каждого предъявления испытуемый должен ответить, какой из известных ему стимулов был предъявлен.

Результат такого эксперимента — набор из n (по числу стимулов) гистограмм ответов испытуемого. Существенной особенностью этой методики будет следующее обстоятельство. В силу затрудненности распознавания и запрещения отвечать: «не знаю» — испытуемый иногда отвечает «наугад». Вследствие этого оцениваемое с помощью гистограммы распределение ответов испытуемого — взвешенная сумма двух распределений: распределения ответов, обусловленных предъявляемым стимулом, и распределение ответов «наугад», которое от стимула не зависит и, следовательно, является одним и тем же для всех предъявляемых стимулов.

Такое представление о структуре получаемых в результате экспериментов гистограмм ответов делают естественной постановку вопроса о возможности исключения содержащейся в них составляющей, порожденной ответами «наугад». Ниже рассматривается математическая модель, описывающая распределение ответов испытуемого, получаемые в результате такого эксперимента, и ставится вопрос о ее структурной идентифицируемости [2]. Показано, что данная модель структурно неидентифицируема. В связи с этим рассматривается возможность ис-